DIELEKTRISCHE VERLUSTE VERSCHIEDENER GLÄSER IM KURZWELLENGEBIET IN ABHÄNGIGKEIT VON DER TEMPERATUR

von M. J. O. STRUTT und A. VAN DER ZIEL

Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Holland

§ 1. *Einleitung*. Die von einem der Verfasser vor etwa dreizehn Jahren ausgeführten Messungen [2]) der dielektrischen Verluste verschiedener Gläser in Abhängigkeit der Frequenz und der Temperatur sind vor einigen Jahren durch Messungen im Kurzwellengebiet erweitert worden. Obgleich dabei nur einige Gläser gemessen wurden (z.T. auch andere als in der genannten Arbeit) erschien es uns jedoch angebracht, diese Ergebnisse zu veröffentlichen, weil im Zusammenhang mit den früheren Messungen einige allgemeine Folgerungen aufgestellt werden können (vergl. auch [3])).

§ 2. *Messverfahren im Kurzwellengebiet*. Zur Kennzeichnung der dielektrischen Verluste eines Kondensators wird meistens der Quotient des Wirk- und des Blindstromes benutzt, der mit tg δ bezeichnet wird. Wenn die Parallelkapazität C und der Parallelwiderstand R des Kondensators gemessen sind, ergibt sich für tg δ:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega C R}. \tag{1}$$

Zur Messung der Grössen C und R wird der zu messende Kondensator parallel zu einem abgestimmten Schwingungskreis mit geeichtem Abstimmkondensator geschaltet, dessen Widerstand in der Abstimmlage R_{kr} beträgt. Dieser Schwingungskreis ist mittels eines sehr kleinen Kondensators mit einem Messender gekoppelt; die Kreisspannung wird mit einem Diodenvoltmeter D gemessen (Abb. 1). Der Kreiswiderstand R_{kr} in Resonanz wird aus der Breite der Resonanzkurve des Schwingungskreises bestimmt, d.h. aus dem Kapazi-

tätsunterschiede ΔC_0 zwischen den beiden Lagen des Abstimmkondensators, bei denen die Spannung über dem Schwingungskreis auf $1/\sqrt{2}$ des Höchstwertes gesunken ist. Es ist dabei:

$$R_{kr} = \frac{2}{\omega \Delta C_0} . \tag{2}$$

Wird der zu messende Kondensator parallel zum Schwingungskreis geschaltet, so muss der Abstimmkondensator um einen Betrag verstimmt werden, damit wieder Resonanz erreicht wird. Dieser Betrag ist der Parallelkapazität des zu messenden Kondensators gleich. Die Kreisspannung in der Abstimmung, die ohne den zu messenden Kondensator U_0 war, wird jetzt U_1, und es ergibt sich nach einfacher Rechnung:

$$R = \left(\frac{U_1}{U_0 - U_1} \right) R_{kr} . \tag{3}$$

Wenn (2) und (3) in (1) eingesetzt werden, erhalten wir:

$$\operatorname{tg} \delta = \tfrac{1}{2} \frac{U_0 - U_1}{U_1} \frac{\Delta C_0}{C} \tag{4}$$

Es ist jedoch auch möglich den Parallelwiderstand R des Kondensators aus der Breite der Resonanzkurve zu bestimmen. Ist ΔC_1 die Breite der Resonanzkurve, wenn der zu messende Kondensator parallel zum Schwingungskreis geschaltet ist, so wird

$$R = \frac{2}{\omega(\Delta C_1 - \Delta C_0)} \tag{5}$$

und

$$\operatorname{tg} \delta = \tfrac{1}{2} \cdot \frac{(\Delta C_1 - \Delta C_0)}{C} . \tag{6}$$

Für kleine Werte von tg δ ist jedoch das erstgenannte Verfahren genauer, weshalb wir dieses benutzt haben. Die andere Methode kann jedoch bestimmte Vorteile aufweisen, auf die wir an dieser Stelle aber nicht weiter eingehen wollen.

Zur Messung des Wertes tg δ eines Dielektrikums wird ein mit dem Dielektrikum gefüllter Kondensator gebaut. Der von uns benutzte Kondensator hatte die Form einer etwa 2 cm langen auf einem metallischen Draht aufgeschmolzenen Glasperle, deren Aussenwand versilbert und mit einer Zuleitung versehen wurde. In dieser Form war der Kondensator leicht in einem kleinen elektrischen Ofen zu erhit-

zen (vergl. Abb. 1). Die Temperatur des Ofens in der Nähe der Glasperle wurde mit einem Thermometer gemessen. Die Kapazität der in dieser Weise hergestellten Kondensatoren war etwa 5 pF.

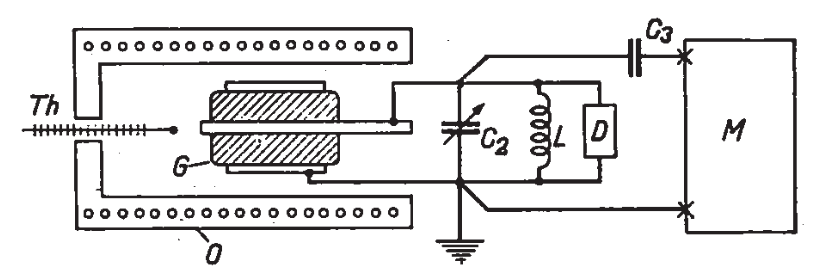


Abb. 1. Messvorrichtung zur Messung der dielektrischen Verluste einer Glasperle. Th = Thermometer, G = Glasperle, O = elektrischer Ofen, C_2 = Abstimmkondensator, L = Selbstinduktion des abgestimmten Schwingungskreises, D = Diodenvoltmeter, M = Messender, C_3 = kleiner Koppelkondensator (z.B. 0,1 $\mu\mu F$).

Folgende Quellen systematischer Fehler sind in Betracht zu ziehen:

1. Die Kapazität der Zuleitungen vom Kreis zur Perle. Diese Kapazität erniedrigt nach Gl. (4) den Wert von tg δ und soll deshalb klein gemacht werden. Weil die Innenelektrode der Perle eine kleinere Kapazität zur Umgebung hatte wie die Aussenelektrode, haben wir letztgenannte Elektrode geërdet.

2. Der Widerstand der Zuleitungen. Es sei r der Betrag dieses Widerstandes, so erhält dadurch tg δ eine Vergrösserung um den Betrag ωCr. Dieser Fehler macht sich deshalb am meisten für niedrige Werte von tg δ bemerkbar. Bei 20 m Wellenlänge und einer Kapazität der Perle von 5 pF beträgt diese Vergrösserung von tg δ etwa 5×10^{-4} fur $r = 1\Omega$. Dieser Fehler würde durch eine Versilberung der Zuleitungen weitgehend unterdrückt.

3. Bei der Messung wurde die Perle in elektrischen Kontakt und dabei auch in Wärmekontakt mit dem Messkreis gebracht, wodurch die Innentemperatur der Perle erniedrigt wurde. Wir haben diesen Fehler durch eine schnelle Ausführung der Messung verringert.

4. Die Selbstinduktivität der Zuleitungen. Der hierdurch bedingte Messfehler war in unserem Fall vernachlässigbar.

§ 3. *Messergebnisse bei den verschiedenen Wellenlängen.* Wir haben 3 verschiedene Glassorten bei etwa 12 und 50 MHz gemessen, von denen zwei schon früher von einem der Verfasser gemessen wurden. In Abb. 2 ist für ein schweres Bleiglas tg δ logarithmisch gegen die

Temperatur T aufgetragen. In Abb. 3 ist dasselbe für ein natriumhaltiges Glas (70 % SiO_2, 16 % Na_2O) aufgetragen (ausgezogene Kurven) und für ein borhaltiges Glas (65 % SiO_2, 23 % B_2O_3), das einen viel geringeren Ausdehnungskoeffizienten aufweist (gestrichelte Kurve). In diesen beiden Abbildungen sind auch einige frühere Messungen mit aufgenommen worden (Kreise).

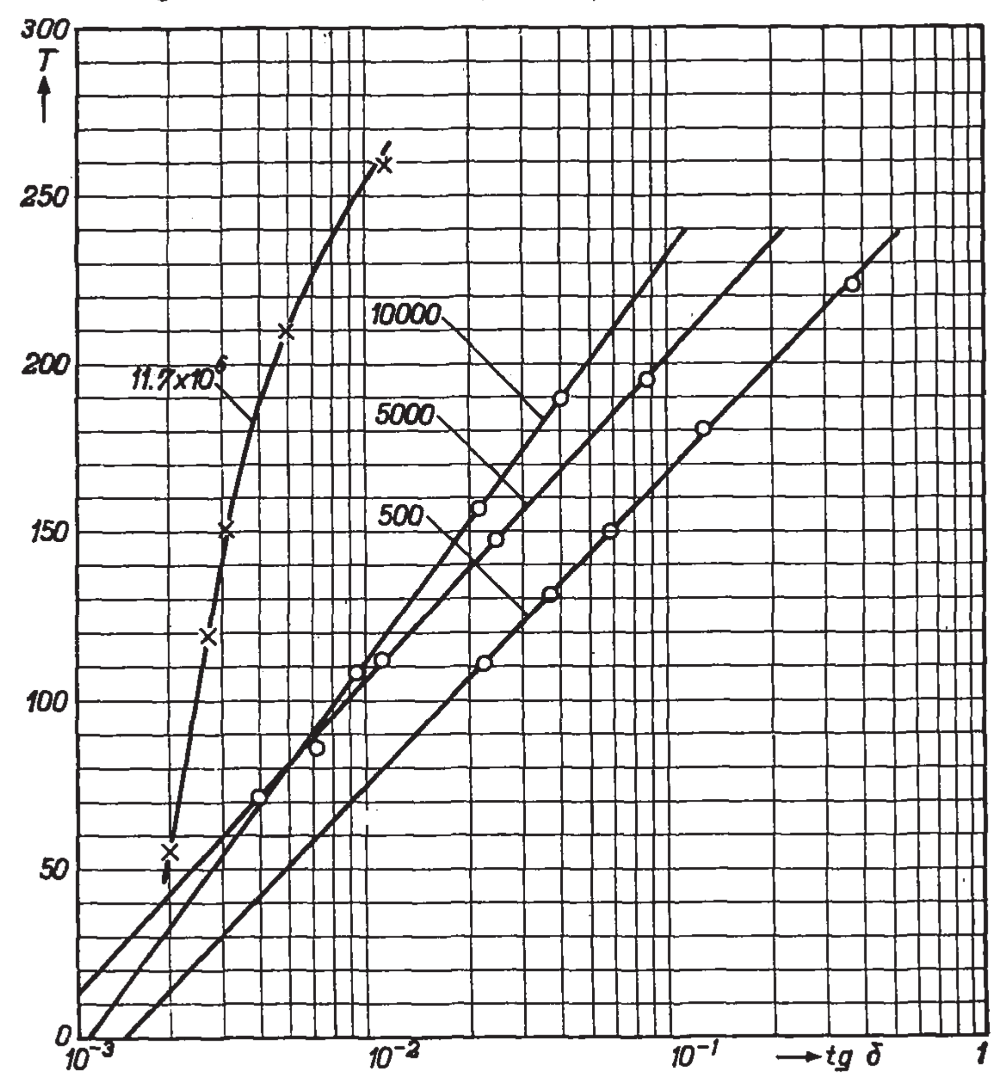


Abb. 2. Abszisse: tg δ logarithmisch aufgetragen
Ordinate: Temperatur T in °C. Die Zahlen bei den Kurven stellen die Messfrequenz in Hz dar. Die Kreise beziehen sich auf frühere Messungen, die Kreuze auf die jetzigen. Das betreffende Glas ist ein schweres Bleiglas.

Die Vergrösserung der dielektrischen Konstante ε mit der Temperatur, die bei niedrigen Frequenzen beträchtlich war, ist im Kurzwellengebiet sehr gering, für das schwere Bleiglas etwa 2 %, für das natriumhaltige Glas etwa 10 % und für das borhaltige Glas etwa 1–2 % bei einer Temperaturänderung von 30°–250°C.

Die an verschiedenen Glasperlen derselbe Glassorte ausgeführten Messungen von tg δ stimmten innerhalb 10–20 % mit einander überein. Die Reproduzierbarkeit der an derselben Perle gemessenen tg δ-Werte war jedoch günstiger (etwa innerhalb 5 %).

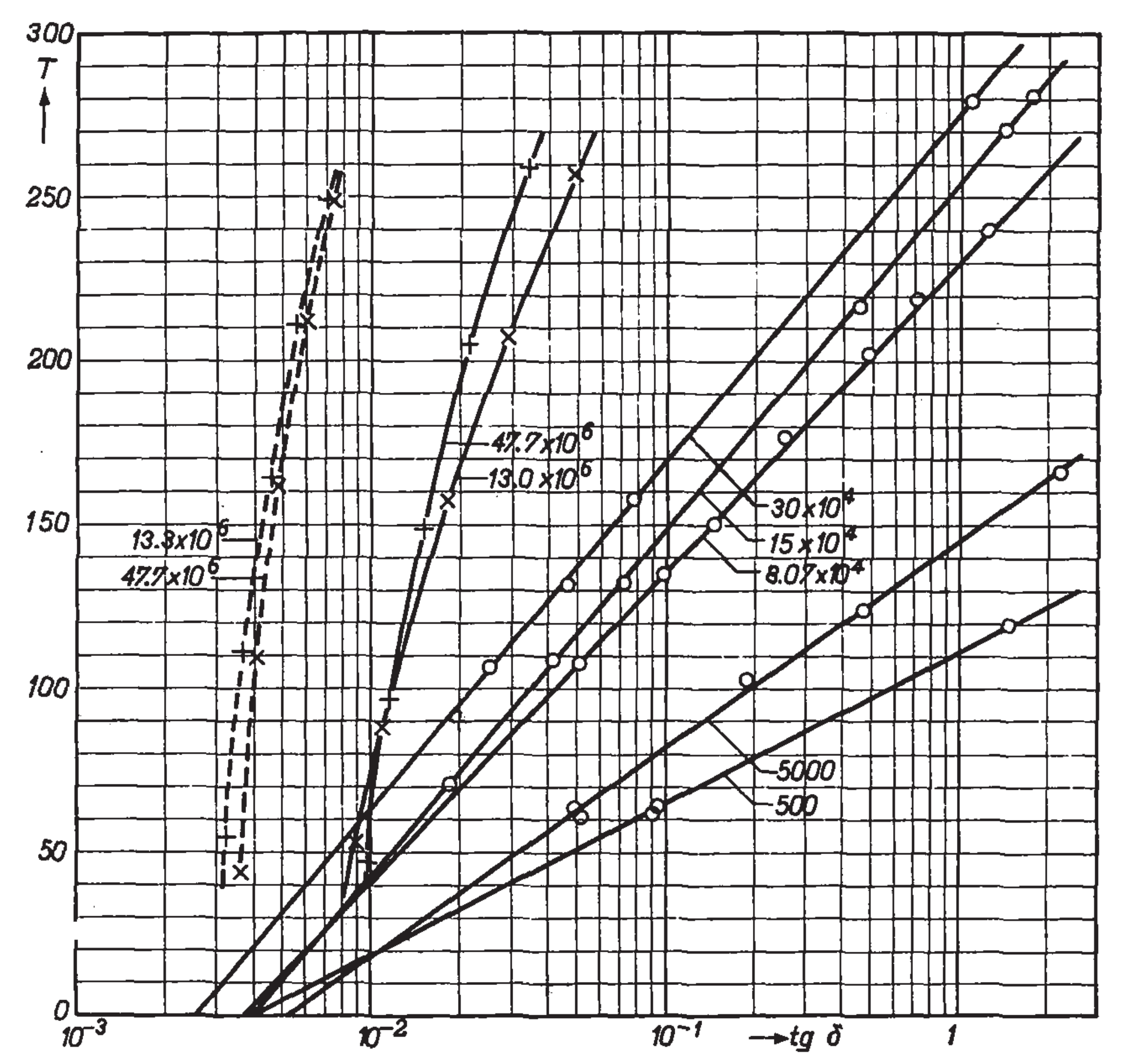


Abb. 3. Abszisse und Ordinate und die übrigen Bezeichnungen wie Abb. 2. Die betreffenden Gläser sind ein borhaltiges Glas (gestrichelt) und ein natriumhaltiges Glas (ausgezogen).

§ 4. *Diskussion der Messergebnisse.* Aus diesen neuen Messungen geht im Zusammenhang mit den früheren Messungen folgendes hervor:

1. Für die gemessenen Gläser gilt bei etwa 12 und 50 MHz die früher gefundene Gleichung:

$$\text{tg}\,\delta = Ae^{\alpha T} \;(A \text{ und } \alpha \text{ Konstanten}) \qquad (7)$$

nicht mehr genau, die Abweichungen sind derart, dass für niedrigere

Temperaturen tg δ weniger stark mit der Temperatur zunimmt als für höhere Temperaturen. Es ist wohl ausgeschlossen, dass dieses Messergebnis durch systematische Fehler, z.B. durch den Reihenwiderstand der Zuleitungen vorgetäuscht wäre.

2. Die dielektrischen Verluste sind desto weniger temperaturabhängig, je höher die Frequenz ist, im Einklang mit dem früheren Befund.

3. Die Dielektrizitätskonstante ε ändert sich desto weniger mit der Temperatur je höher die Frequenz ist, wie auch früher gefunden wurde.

4. Das natriumhaltige Glas weist höhere dielektrische Verluste auf als die beiden natriumarmen Gläser (vergl. Abb. 3 und Abb. 2 im Zusammenhang mit Abb. 3). Auch die Änderung der Dielektrizitätskonstante ist bei diesem Glas grösser. Diese Eigenschaften können aus der Struktur der betreffenden Gläser verstanden werden [1]).

Der oben unter 1. angegebene Verlauf der dielektrischen Verluste als Funktion der Temperatur bei hohen Frequenzen braucht keinen Widerspruch zum früher gemessenen Verlauf bei niedrigeren Frequenzen zu bilden. Denn man kann kaum erwarten, dass der genaue Exponentialverlauf für alle Temperaturen gültig bleibt. Unser obiger Befund zeigt, dass solche Abweichungen vom Exponentialverlauf bei den vorliegenden hohen Frequenzen bereits im Temperaturbereich 30–250°C auftreten.

Wir möchten noch erwähnen, dass vorläufige bei 1 m und 0,5 m Wellenlänge ausgeführte Messungen von Herrn J. M. van Hofweegen in diesem Laboratorium zu Ergebnissen führten, die mit dem oben angedeuteten allgemeinen Verlauf von tg δ als Funktion der Frequenz und der Temperatur im Einklang sind.

Eindhoven, den 5. April 1943.

Eingegangen am 1. Mai 1943.

LITERATURVERZEICHNIS

1) M. Gevers, Ned. Tijdschr. v. Natuurk. **9**, 427–435, 1942.
2) M. J. O. Strutt, Archiv f. Elektr. **25**, 715–722, 1931.
3) F. Vilbig und J. Zenneck, Fortschritte der Hochfrequenztechnik, **1**, 656S, Leipzig 1941.